Die Erzeugung von elektrischen Wellen unterhalb von 1 m Länge.*)

(Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung.)

Von K. W. Wagner und H. E. Hollmann, Berlin.

DK 538. 551. 2
621. 396. 615. 029. 6

Übersicht.

Seite
I. Einleitung 418
II. Die Schwingungserzeuger mit Rückkopplung . 419
III. Die Barkhausensche Bremsfeldmethode 422
a) Experimentelle Ergebnisse 422
b) Theoretische Betrachtungen 428
IV. Das Magnetron 433
V. Schlußbemerkungen 435

I. Einleitung.

Seitdem man in den Elektronenröhren ein bewährtes Mittel zur Erzeugung von kontinuierlichen elektrischen Schwingungen besitzt, geht das Bestreben der Physiker und Techniker danach, immer kürzere elektrische Wellen auf diesem Wege herzustellen. Der Physiker erblickt in diesen Wellen ein ausgezeichnetes Mittel zur Erforschung der Eigenschaften der Materie, insbesondere des dielektrischen und magnetischen Verhaltens, der Absorption und Dispersion in Flüssigkeiten und ionisierten Gasen usw. Gelingt es, mit den elektrischen Wellen bis zum infraroten Teil des optischen Spektrums vorzudringen, so sind damit neue Möglichkeiten gegeben, die Eigenschaften der Stoffe in dem interessanten Grenzgebiet zu studieren, in welchem die Eigenschwingungen der Moleküle bemerkbar werden, d. h. der Übergang von den Eigenschaften des Kontinuums zu denjenigen eines Aggregats von Molekülen und Atomen stattfindet. Auch in praktischer Hinsicht sind von der Ausdehnung des Frequenzgebietes wesentliche Fortschritte zu erwarten, sofern es nur gelingt, hinreichend große Leistungen herzustellen. Man braucht dabei nicht nur an die Signaltechnik und an die Materialprüfung zu denken. Schon auf dem Gebiet der Meterwellen sind sehr bemerkenswerte medizinische und biologische Wirkungen hervorgetreten; was in dieser Hinsicht von den Dezimeter-, Zentimeter- und Millimeterwellen zu erwarten ist, kann man heute kaum ahnen. Die Möglichkeit starker Beeinflussung von chemischen und biochemischen Reaktionen, unter Umständen von selektivem Charakter, ist nicht von der Hand zu weisen, wenn man bedenkt, daß die kürzesten elektrischen Wellen schon in das Resonanzgebiet der Molekülschwingungen reichen[44]) **).

Die bisher vorliegende Erfahrung hat gezeigt, daß die mit einem Röhrenoszillator erzielbare Leistung mit steigender Frequenz immer weiter sinkt. Es entsteht die Frage, wodurch die Frequenz und die Leistung unserer Oszillatoren begrenzt sind. Liegt das nur an Unvollkommenheiten der Technik, von denen man hoffen darf, daß sie allmählich überwunden werden, oder gibt es natürliche Schranken, deren Überschreitung grundsätzlich nicht möglich ist? Der nachstehende Bericht versucht, dieser Frage näherzukommen. Es gibt, wie wir sehen werden, zwei grundsätzlich verschiedene Wege der Schwingungserzeugung mittels Elektronenröhren. Das eine Verfahren besteht in der Anfachung von elektrischen Schwingungskreisen, wobei die Röhre die Aufgabe hat, nach Art eines Relais die in hochfrequenter Form abgegebene Schwingungsleistung aus einer nichtoszillatorischen Energiequelle zu ersetzen. Hierbei ist eine obere Grenze einmal dadurch gegeben, daß mit steigender Frequenz die Abmessungen der Schwingungssysteme immer kleiner werden und diese infolgedessen auch entsprechend weniger belastbar sind, zum andern wird die Fähigkeit der Röhre, als Relais zu wirken, durch die endliche Laufzeit der Elektronen immer stärker beeinträchtigt, so daß die Schwingungserregung schließlich aufhört. Das zweite Verfahren der Schwingungserzeugung macht gerade von der endlichen Laufzeit der Elektronen Gebrauch; es ist einleuchtend, daß man mit diesem

*) Bericht an die 5. Generalversammlung der Internationalen funkwissenschaftlichen Union (Union Radio-Scientifique Internationale), London, 10. bis 19. September 1934.

**) Die Ziffern weisen auf das Literaturverzeichnis am Schluß hin.

Verfahren zu noch höheren Frequenzen kommen muß als mit dem ersten. Es hat diesem gegenüber jedoch einen grundsätzlichen Nachteil: Da die Frequenz jetzt nicht mehr durch einen elektrischen Kreis eindeutig bestimmt wird, sondern von den auf die Elektronen einwirkenden äußeren elektrischen und magnetischen Kräften abhängt, werden die thermodynamischen Schwankungen der Elektronenströmung zu einem die Frequenz mitbestimmenden Parameter. Man erhält also keine reinen monochromatischen Schwingungen mehr. Die Leistungsgrenze ist hier durch die Abmessungen des Elektrodensystems gegeben. Dieses muß sehr klein werden, um genügend kurze Laufzeiten zu ermöglichen, wobei natürlich seine elektrische und thermische Belastbarkeit beständig abnimmt. Bei einem Gebiet, das, wie das vorliegende, noch in voller Entwicklung begriffen ist, besteht natürlich immer die Möglichkeit, daß anscheinend unüberwindliche technische Grenzen durch eine überraschende Erfindung weiter hinausgeschoben werden.

In dem folgenden Bericht werden die beiden Verfahren der Schwingungserzeugung insbesondere im Hinblick auf das Wellengebiet unterhalb 1 m eingehend erörtert. Es wird der derzeitige Stand der experimentellen Erfahrung und auch der theoretischen Vorstellungen dargelegt, die man gebildet hat, um die experimentellen Tatsachen aus den physikalischen Grundgesetzen zu erklären.

II. Die Schwingungserzeuger mit Rückkopplung.

Zunächst liegt es natürlich nahe, die Methoden der bisher gebräuchlichen Hochfrequenztechnik, unter denen der Röhrensender eine hervorragende Stellung einnimmt, auf ihre Brauchbarkeit zur Erzeugung extrem kurzer Wellen zu untersuchen[1]). Geht man von der Meißnerschen Rückkopplungsmethode mit Dreielektrodenröhren üblicher Form aus, so gelangt man durch stetige Verkleinerung der frequenzbestimmenden Schwingkreise ohne Schwierigkeiten bis zu Wellen von einigen Metern. Um die Frequenz weiter zu erhöhen, sind alle überflüssigen Leiterteile wegen ihrer schädlichen Kapazitäten tunlichst zu vermeiden, und aus diesem Grund erweist sich die bekannte Dreipunktschaltung gemäß Abb. 1a, die keinen besonderen Rückkopplungskanal besitzt, sondern bei der die Rückkoppelspannung unmittelbar von dem Schwingkreis abgegriffen wird, als besonders geeignet. Nähert man sich der Metergrenze, so genügt die Kapazität der Röhrenelektroden als Schwingkreiskondensator, und die Röhre steht nur noch mit einer Induktivität in Verbindung, die am einfachsten aus einem posaunenartig ausziehbaren Bügel besteht. Auf diese Weise geht die Abb. 1a in das Schema der Abb. 1b über, ohne daß der Charakter der Dreipunktschaltung verändert wird.

Trotz dieser überaus einfachen Schaltmaßnahmen treten jedoch zwei prinzipielle Schwierigkeiten auf, sobald die Welle unter etwa 1 m verkürzt werden soll. Die erste Schwierigkeit entsteht durch die stetige Verringerung des durch L/CR gegebenen

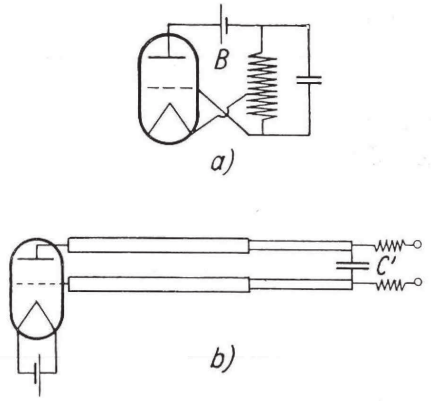

Abb. 1. Entwicklung der Kurzwellenschaltung aus der Dreipunktschaltung.

Resonanzwiderstandes der in Frage kommenden Schwingungsgebilde, weil für C ja durch die Elektroden der Röhre eine nicht zu unterschreitende Mindestgröße gegeben ist, so daß eine weitere Frequenzsteigerung nur durch Verkleinerung der Induktivität L durchgeführt werden kann. Damit sinkt der Anodenbelastungswiderstand selbst bei großer Steilheit schnell unter den Anpassungswert, und die erforderliche Rückkoppelspannung ist immer schwerer aufzubringen. Nur auf Kosten der Lebensdauer kann dem durch übermäßig starkes Heizen der Röhren einigermaßen begegnet werden. Auch die sogenannten Gegentaktschaltungen, die aus der Zusammenfügung zweier Anordnungen nach Abb. 1b entstehen, vermeiden diese Schwierigkeit nicht und sind den Einröhrenschaltungen hinsichtlich ihrer Höchstfrequenz in keiner Weise überlegen. Selbst unter Anwendung aller erdenklichen Vorsichtsmaßregeln, wie Einbau der Gitter- und Anodeninduktivitäten ganz in das Innere des Röhrenkolbens (Abb. 2), ist die Einmetergrenze nicht wesentlich zu unterschreiten.

Der zweite, einer Erzeugung beliebig kurzer Wellen nach dem Rückkoppelprinzip entgegenstehende Punkt ist die endliche Elektronenlaufzeit, welche durch die Formel:

$$\vartheta = d\sqrt{\frac{2}{E_a \frac{e}{m}}}$$

bestimmt ist, wo d den Elektrodenabstand bedeutet, zwischen dem die Spannung E_a liegt; e ist die Ladung, m die Masse des Elektrons. Z. B. wird für $E_a = 500$ Volt und $d = 1$ cm die Laufzeit ϑ ungefähr $1{,}4 \cdot 10^{-9}$ sec und erreicht damit fast die Dauer der Halbperiode einer 1 m-Welle. Diese zeitliche Verzögerung zwischen Strom und Steuerspannung wirkt der Selbsterregung entgegen und unterbindet die Erzeugung einer entsprechend kurzen Welle vollkommen.

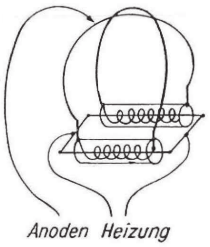

Abb. 2. Gegentaktröhre von Englund.

Tatsächlich macht sich die Elektronenträgheit natürlich schon vor dieser Grenze bemerkbar. So sind in der Abb. 3 die bei Variation der Anodenspannung ausgemessenen Schwingbereiche im Gebiet von 1 bis 20 m Wellen dargestellt; als Maß für die Schwingleistung ist der Gitterstrom auf der Ordinate aufgetragen[2]). Während die ungünstigeren Anpassungsverhältnisse mit wachsender Frequenz ein Zusammenziehen der Schwingbereiche und eine Abnahme der Intensität bewirken, kennzeichnet die gleichzeitige Verschiebung der Intensitätsmaxima nach höheren Spannungen hin den Einfluß der Elektronenlaufzeiten und erweist die Notwendigkeit, dieselbe durch Erhöhung der Beschleunigungsspannung um so mehr herabzusetzen, je kürzere Wellen erzeugt werden sollen. Die Verschiebung gehorcht, wenn die Krümmung der Röhrenkennlinie eliminiert wird, der Beziehung $\lambda^2 E_a = \text{const}$, einer Formel, die später noch größere Bedeutung erlangen wird.

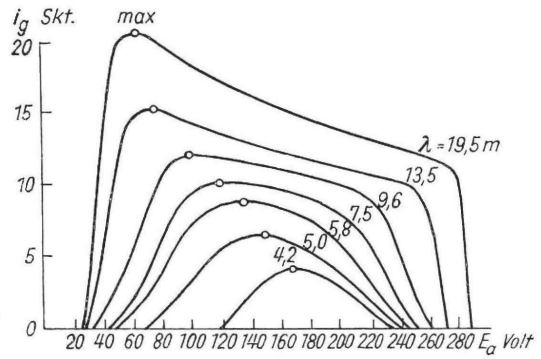

Abb. 3. Schwingbereiche nach Maslenikoff.

In besonders gestalteten Anordnungen, bei denen ein winziger Schwingungskreis im Glaskolben der Röhre untergebracht war (Abb. 4), konnten Wellen bis zu 60 cm herunter erhalten werden[3]). Um die Welle weiter zu verkürzen, bleibt zunächst nur die Verkleinerung der Elektrodenabstände d übrig. In letzter Zeit ist man mittels isolierender Distanzringe bis zu Abständen von $^1/_{10}$ mm gelangt, und mit derartigen Röhren sind noch Wellen von 30 cm Länge bei nur rund 100 Volt Anodenspannung nach dem Rückkoppelprinzip erhältlich[4]). Die Leistung und der Nutzeffekt derartig kleiner Sender kann aber offenbar nur gering sein.

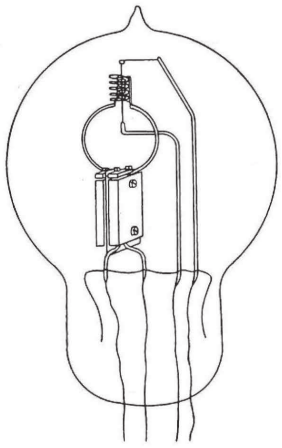
Abb. 4. Kurzwellenröhre nach Kohl.

Prinzipiell ist die Anfachung extrem hoher Frequenzen auch oberhalb der angegebenen Grenze dann wieder denkbar, wenn die Elektronenlaufzeiten in der Röhre gleich der vollen Periodendauer T oder gleich ganzen Vielfachen derselben werden, oder wenn die Phasenverschiebung im Innern der Röhre 2π oder Mehrfache erreicht. Diese Überlegungen führen zur „Theorie der ultradynamischen Kennlinieninversionen", die sich auch bei der Bremsfeldmethode als fruchtbar erwiesen hat[5]). Sie fußt auf der Tatsache, daß der Anodenstrom hinter der Steuerspannung um einen beliebigen Winkel φ nacheilen kann, der sich in erster Näherung zu $\varphi = \omega\,\vartheta$ ergibt, wenn ϑ wieder die Elektronenlaufzeit und ω die Kreisfrequenz bedeutet. Würde es also gelingen, die ultradynamischen Kennlinien bei den entsprechend hohen Frequenzen beispielsweise mit der Braunschen Röhre, die allerdings durch Kompensation der inneren Phasenverschiebung ihrerseits den hohen Frequenzen besonders angepaßt werden muß[6]), unmittelbar aufzunehmen, so würde man die ultradynamischen Kennlinien als Superposition zweier

um φ verschobener Winkelfunktionen erkennen, wie es Abb. 5 veranschaulichen mag. Bei den Phasenwinkeln $\varphi = (2n - 1)\,\pi$, $(n = 1, 2, 3 \ldots)$ invertiert die ultradynamische Kennlinie in eine fallende, während bei allen Winkeln $2n\pi$ Rückinversionen stattfinden und der Neigungssinn der ultradynamischen Kennlinien wieder mit der ursprünglichen statischen Kennlinie übereinstimmt. In den Zwischengebieten sind die Kennlinien elliptisch deformiert.

Tatsächlich liegen die Verhältnisse freilich nicht so einfach, weil für den Anodenwechselstrom nicht der Konvektions-, sondern der Verschiebungsstrom maßgebend ist. Unter weitgehend vereinfachenden Annahmen, und indem die raum-

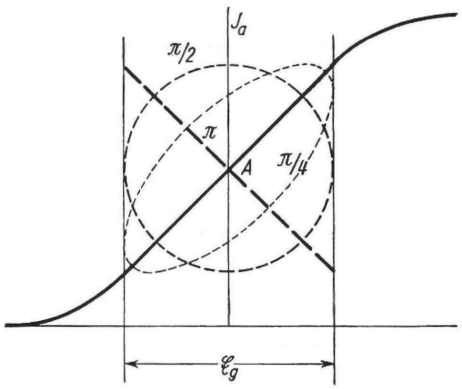

Abb. 5. Idealisierte ultradynamische Kennlinien.

ladungsgesteuerte Triode durch eine Diode mit trägheitslos gedachter Emissionssteuerung ersetzt wird, läßt sich zeigen, daß die rein reellen fallenden oder steigenden ultradynamischen Kennlinien, für die die Schwingungsanfachung positive oder negative Maxima erwarten läßt, bei den Winkeln $\operatorname{tg}\varphi = \varphi$ auftreten. Danach schreiten die entsprechenden Laufzeiten oder Frequenzen nicht einfach proportional $n \cdot \pi$ fort, sondern es ergeben sich für die verschiedenen Ordnungszahlen n die folgenden Phasenwinkel:

$n = 0$	1	2	3	4	.....
$\omega\,\vartheta/\pi = 0$	1,41	2,45	3,46	4,48	.....

Ein weiterer, in den vorangehenden prinzipiellen Betrachtungen noch nicht berücksichtigter Umstand ist, daß der Anodenwechselstrom nicht konstant bleibt, sondern mit wachsender Phasenverschiebung gemäß der Abb. 6 absinkt. Physikalisch ist diese Erscheinung am einfachsten zu verstehen, wenn man davon ausgeht, daß sich die Influenzwirkungen der während eines Zeitmoments zwischen den Elektroden befindlichen Raumladungsmaxima und Minima aufheben. Streng genommen tritt eine vollkommene Kompensation allerdings erst bei $n = \infty$ ein, und in diesem Grenzfall zeigt sich auch bei noch so hohen Gitterspannungen auf der Anodenseite überhaupt kein Wechselstrom mehr. Als praktische Schlußfolgerung erkennt man, daß die Steilheit der ultradynamischen Kennlinien mit zunehmender Anzahl der Inversionen immer geringer werden muß.

Nun hängt bekanntlich die Anfachung einer Selbsterregungsanordnung nicht allein von der äußeren schaltungsmäßigen Rückkopplung ab, sondern ebenso von der Kennlinie der steuernden Strombahn. Ist dieselbe, wie im Normalfall der Dreielektrodenröhre, an sich steigend, so müssen

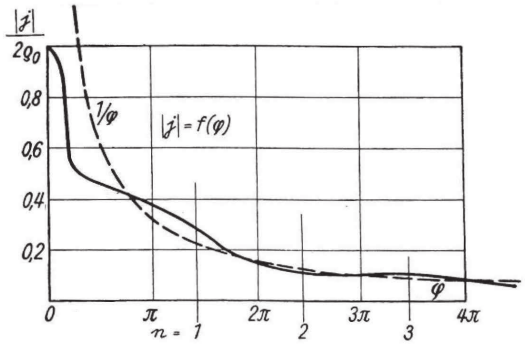

Abb. 6. Der ultradynamische Verschiebungsstrom.

Ausgangs- und Steuerspannung im wesentlichen gegenphasig liegen, während sie umgekehrt bei fallender Kennlinie gleichphasig sein müssen. In einer normalen Rückkopplungsanordnung, wie sie die Abb. 1 darstellt, kann infolgedessen auch oberhalb obiger Grenzfrequenz die Anfachung wieder positiv werden, nämlich immer dann, wenn die ultradynamischen Kennlinien bei den Phasenwinkeln $2n \cdot \pi$ rückinvertieren. In den Zwischengebieten durchläuft die Anfachung negative Werte, so daß die Selbsterregungsschaltung hier als reiner Verlustwiderstand wirkt.

Zwar ist es bisher noch nicht gelungen, die dieser Vorstellung entsprechenden „Inversionsschwingungen" in einer Rückkoppelschaltung mit positiver Anode in mit zunehmender Anodenspannung oder Frequenz periodischer Aufeinanderfolge experimentell zu verifizieren, denn wegen der verringerten Steilheit der ultradynamischen Kennlinien ist die Anpassung noch mehr erschwert, als es durch die kleiner werdenden Schwingkreiswiderstände bereits der Fall ist. Bis

her sind nur einzelne Beispiele bekannt geworden, daß bei stark positiver Anode ein innerhalb der Röhre befindliches, aus Gitterspirale mit ihrer Halterung bestehendes Schwingungsgebilde in seiner Eigenwelle (etwa 15 bis 20 cm) erregt worden ist[7]), was, da die Elektronenlaufzeit weit

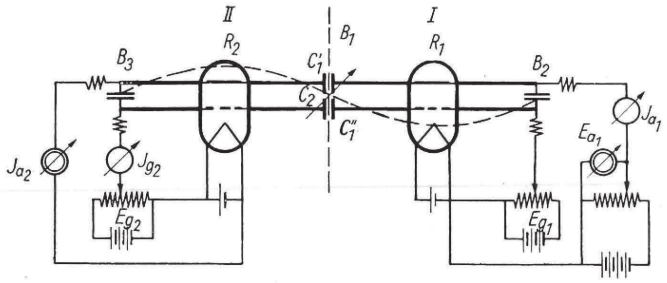

Abb. 7. Anordnung zur Messung der Anfachung nach Hollmann.

größer als die Schwingungsperiode war, nur als Inversionsschwingung gedeutet werden kann.

Dagegen konnte auf indirekte Weise durch Messung der Anfachung als Funktion der Anodenspannung ein experimenteller Beweis für die Richtigkeit der Inversionstheorie erbracht werden. Zu diesem Zweck wurde nach dem Schema der Abb. 7 eine Rückkoppelschaltung I fest mit einem auf einer konstanten Welle von etwa 70 cm arbeitenden Bremsfeldgenerator II gekoppelt, indem

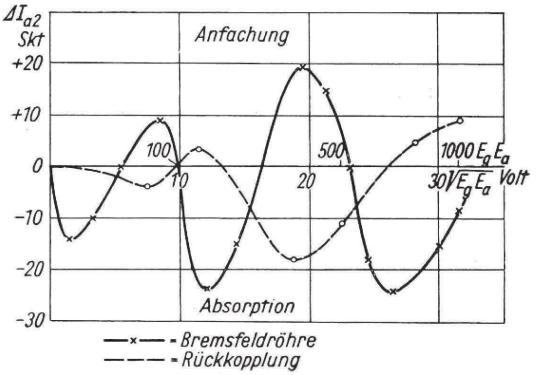

Abb. 8. Inversionsbereiche nach Hollmann.

beide in Form einer gemeinsamen Paralleldrahtleitung angeordnet wurden. Als Maß für die Schwingintensität des gesamten Koppelsystems diente der zur Anode der Bremsröhre R_2 übergehende Strom I_{a2}. Wurde in dieser Anordnung die Anodenspannung der Röhre R_1 stetig variiert, so wirkt System I je nach seinem Inversionsbereich dämpfungsvermindernd, d. h., es liefert Energie nach, oder dämpfend, d. h., es entzieht dem Generator II Energie. Die Folge ist, daß der Anodenstrom I_{a2} periodisch um seinen Ruhewert schwankt, wie es die gestrichelte Kurve der Abb. 8 veranschaulicht. Weitere Schlüsse lassen die Messungen allerdings wegen der komplizierten Koppelverhältnisse nicht zu. Auf die ausgezogene Kurve wird im nächsten Abschnitt noch zurückzukommen sein.

III. Die Barkhausensche Bremsfeldmethode.

a) Experimentelle Ergebnisse.

Durch einen glücklichen Zufall entdeckten Barkhausen und Kurz im Jahre 1920 eine neue Art der Schwingungserzeugung in der sogenannten „Bremsfeldmethode“[8]), bei welcher die Elektronenträgheit kein Hindernis für die Erzeugung extrem hoher Frequenzen bildet, sondern deren Anfachung besonders begünstigt. Die Bremsfeldmethode setzt damit also gerade da ein, wo das normale Rückkopplungsprinzip versagt, und gestattet heute die Erzeugung von Wellen bis zu einigen Zentimetern Länge.

Die Bremsfeldmethode unterscheidet sich von der normalen Betriebsweise einer Dreielektrodenröhre dadurch, daß das Gitter eine hohe positive Spannung führt, während die Anode Kathodenpotential erhält oder schwach negativ vorgespannt wird. Die von der Kathode emittierten Elektronen werden zum Gitter hin beschleunigt und treffen zum Teil auf die Gitterstäbe auf. Der andere Teil fliegt durch die Gittermaschen hindurch und gerät in das Gegenfeld der Anode. Hier werden sie abgebremst, bis ihre Geschwindigkeit zu Null wird, worauf sie erneut vom Gitter angezogen werden. Sie können dasselbe ein zweites Mal in umgekehrter Richtung passieren, worauf sich der Vorgang vor der Kathode wiederholt. Der Schwingungsprozeß ist also an eine mechanische Pendelbewegung von Elektronen um das Gitter gebunden, und dementsprechend ergibt sich im Gegensatz zu allen vorher genannten Anfachungsmethoden das Resultat, daß die Frequenz allein durch die Bewegung der Elektronen, d. h. durch die elektrische Feldstärke in der Röhre gegeben ist. Die unter weitgehend vereinfachenden Annahmen aufgestellte Theorie ergibt für die Pendelfrequenz der Elektronen die Beziehung:

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{E_g}} \frac{(d_a E_g - d_g E_a)}{E_g - E_a},$$

worin d_g und d_a die Durchmesser von Gitter und Anode und E_g und E_a ihre Spannungen gegenüber der Kathode bedeuten. Für $E_a = 0$ vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{E_g}} d_a.$$

Als grundlegendes Kennzeichen von Elektronenschwingungen folgt aus den obigen Gleichungen die als Barkhausen-Relation bekanntgewordene Beziehung

$$\lambda^2 E_g = \text{const} = 10^6 d_a^2.$$

Streng genommen gilt sie zwar nur für $E_a = 0$, kann jedoch unter der Voraussetzung $E_g/E_a = \text{const}$ auch auf beliebige Anodenpotentiale übertragen werden. Gehorcht die Welle dieser Beziehung oder folgt sie auch nur einer Variation von E_g in diesem Sinne, so kann mit Sicherheit auf Elektronenpendelungen als Anfachungsursache geschlossen werden.

Die nach dieser Theorie errechneten Wellen weichen von den experimentell gemessenen Wellenlängen bis zu 30% ab, was den vereinfachenden Voraussetzungen, nämlich in erster Linie der Annahme ebener Elektroden, und den vernachlässigten Raumladungen zuzuschreiben ist.

Unter Berücksichtigung des logarithmischen Potentialverlaufs zwischen Zylinderelektroden leitet Scheibe[9]) den Ausdruck ab:

$$\lambda = \frac{1000\, d_g}{\sqrt{E_g}} \left\{ f\left(\sqrt{\ln \frac{r_g}{r_k}}\right) + g\left(\sqrt{\frac{E_g}{E_g - E_a} \ln \frac{r_a}{r_g}}\right) \right\}$$

wobei die Funktionen $f(x)$ und $g(x)$ den Intregalen

$$f(x) = x\, e^{x^2} \int_0^x e^{n^2}\, d\, n \text{ und}$$

$$g(x) = x\, e^{-x^2} \int_0^x e^{-n^2}\, d\, n$$

entsprechen. Es zeigt sich, daß durch diese Wellenformel die experimentellen Resultate wesentlich besser, allerdings immer noch mit Abweichungen bis zu 10% wiedergegeben werden.

Leider haben die weiteren Forschungen den aus der Barkhausenschen Theorie zu ziehenden Schluß, daß sich nämlich mit sehr hohen Spannungen beliebig kurze Wellen erzeugen ließen, nicht bestätigt, sondern auch die Bremsfeldmethode setzt der Erzeugung von Wellen unterhalb 10 bis 20 cm große Schwierigkeiten entgegen.

Charakteristisch für den Einsatz von Elektronenschwingungen bleibt auch bei allen späteren Untersuchungen ein gegen ein negatives Anodenpotential anlaufender, die Anodenbatterie also aufladender Elektronenstrom, den Barkhausen und Kurz auf die von den Schwingungen in den Elektroden induzierten Wechselspannungen zurückführen.

Eine neue Richtung in den Untersuchungen und theoretischen Vorstellungen von der Bremsfeldmethode leiteten Gill und Morrell ein[10]). Sie arbeiteten mit einer der Rückkoppelschaltung in Abb. 1b analogen Anordnung, die sich nur durch vertauschtes Gitter- und Anodenpotential unterschied. Die von ihnen gewonnenen Beobachtungsresultate stehen zu der Barkhausenschen Theorie in krassem Gegensatz, weil die erzeugte Welle wie bei dem normalen Röhrensender durch die Resonanzabstimmung des mit der Röhre verbundenen äußeren Schwingungskreises bestimmt wird, in diesem Fall also gleich der Eigenwelle der an ihren Enden durch die Röhrenkapazität belasteten Paralleldrähte ist. Trotzdem bleibt die aus der Barkhausenschen Theorie abgeleitete Gesetzmäßigkeit in erweiterter Form erhalten, insofern nämlich, als der bei Verstimmung des Außenkreises zu bestreichende Wellenbereich von den Elektrodenspannungen bestimmt wird und sich mit wachsenden Spannungen nach kürzeren Wellen hin verschiebt. Die Verhältnisse liegen damit vollkommen analog den im ersten Kapitel beschriebenen Erscheinungen (Abb. 3).

Das aus den Röhrenelektroden und den angeschlossenen Lecherdrähten bestehende Schwingungssystem kann hinsichtlich seiner Eigenwellen mit einer durch einen Massenpunkt belasteten Saite verglichen werden, die eine Reihe nichtharmonischer Oberschwingungen auszuführen vermag, welche durch die Gleichung:

$$\operatorname{cotg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{C}{c}$$

beschrieben werden, worin C die Elektrodenkapazität und c die der Leiterdrähte pro Längeneinheit bedeuten. Hält man infolgedessen die Länge l der Lecherdrähte konstant und variiert die Gitterspannung, so werden nacheinander die verschiedenen Oberschwingungen des Lechersystems angefacht, und man erhält für den Schwingstrom den in Abb. 9 wiedergegebenen Verlauf. Gleichzeitig sind in der Abbildung die den Schwingungs-

maxima zugeordneten Produkte $\lambda^2 E_g$ eingetragen, und man erkennt an deren Konstanz auch hier die allgemeine Gültigkeit der Barkhausenschen Theorie.

Der Widerspruch, der darin liegt, daß die Welle der Bremsfeldmethode nach Barkhausen und Kurz nur durch die Elektrodenspannungen, nach Gill und Morrell hingegen nur durch das äußere Re-

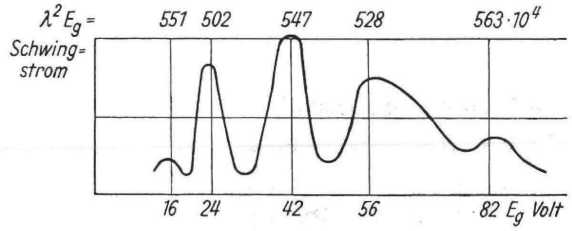

Abb. 9. Frequenzspektrum nach Gill und Morrell.

sonanzsystem bestimmt werden soll, ist der Gegenstand zahlreicher Untersuchungen geworden. Zunächst wurde eine engere Verkettung zwischen den reinen Barkhausenschen Elektronenschwingungen (BK-Schwingungen) und den Wellenbereichen nach Gill und Morrell (GM-Schwingungen) festgestellt, indem dieselben in ein und derselben Anordnung, teilweise sogar einander

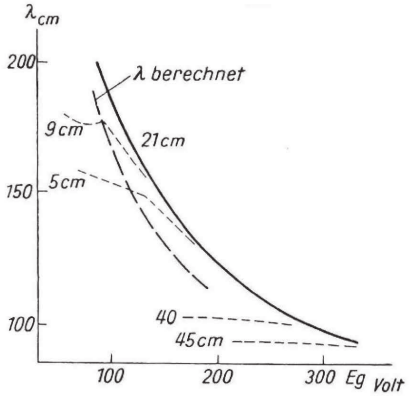

Abb. 10. Frequenzkurven nach Kapzov und Gwosdower. Die Zahlen an den Kurven bedeuten die Längen der Lecherdrähte.

überdeckend gefunden wurden. Die Abb. 10 stellt ein diese Verhältnisse veranschaulichendes von Kapzov und Gwosdower[11]) ausgemessenes Diagramm dar, in dem sich deutlich zwei verschiedene Schwingungsbereiche voneinander abheben, nämlich die GM-Schwingungen, deren Frequenzkurve horizontal läuft, deren Welle also von der Gitterspannung unabhängig ist, und die an ihrem parabelförmigen Kurvenverlauf kenntlichen BK-Schwingungen. Zwischen diesen beiden Grenzzuständen existiert offenbar ein stetiger Übergang.

Noch deutlicher sind die Verhältnisse zu erkennen, wenn man nach Hollmann die Betriebsverhältnisse der Röhre konstant läßt und die Welle lediglich als Funktion der äußeren Abstimmung, d. h. der Länge l der Paralleldrähte betrachtet[12]). Für verschiedene Gitterspannungen als Parameter ergeben sich so die Kurven der Abb. 11; diese lassen umgekehrt wie vorher in den horizontal laufenden „A"-Bereichen von der äußeren Abstimmung unabhängige BK-Schwingungen und in den „B"-Bereichen die mit den linearen Eichkurven der Paralleldrähte zusammenfallenden Frequenzgebiete nach Gill und Morrell erkennen. Auch hier macht sich ein stetiger

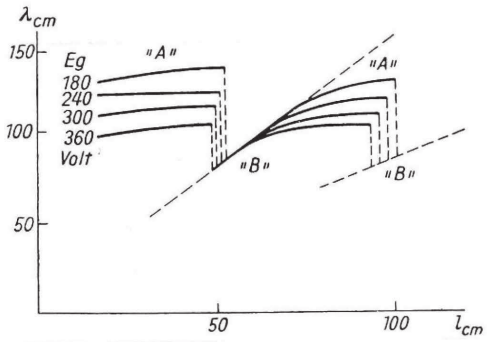

Abb. 11. Frequenzkurven nach Hollmann.

Übergang an dem allmählichen Abbiegen der Wellenkurven von den Eichgeraden kenntlich. Bemerkenswert ist, daß die Energie der B-Schwingungen die der A-Bereiche um ein Vielfaches übertrifft, was auch in einem plötzlichen Anspringen des Anodenstroms zum Ausdruck kommt. So konnte bei einer Welle von 70 cm mit dem ursprünglich von Barkhausen und Kurz benutzten Röhrentyp ein Schwingstrom von 0,6 Amp. erhalten werden.

An dieser Stelle drängt sich nunmehr die Frage auf, worin die unterschiedlichen und einander widersprechenden Versuchsresultate von Barkhausen und Kurz und von Gill und Morrell begründet sind. Da die äußere Anordnung in beiden Fällen gleich ist, kann die Erklärung nur in den Röhren selbst gesucht werden. Das Experiment gab dieser Vermutung recht, denn es zeigte sich, daß die Entstehung von reinen Elektronenschwingungen an ein äußerst feinmaschiges Gitter gebunden ist, während in Röhren mit groben Gittern allein die GM-Bereiche auftreten. Je nach der Feinheit des Gitters ist der Übergang von dem einen in den anderen Frequenzbereich

mehr oder weniger scharf ausgeprägt. Diese Beobachtungen wurden auch mit Röhren bestätigt, deren Gitter so dimensioniert waren, daß die statischen Kennlinien und die Durchgriffsverhältnisse unverändert blieben. Sie beweisen, daß zur Charakterisierung der kinematischen Elektronenbewegung die üblichen statischen Definitionsgrößen einer Elektronenröhre, wie Durchgriff und Steilheit, offenbar nicht mehr ausreichen, vielmehr setzen die reinen Elektronenschwingungen in erster Linie eine möglichst homogene Feldverteilung im Innern der Röhre voraus.

Abschließend läßt sich daher sagen, daß nur in Röhren mit hinreichend feinmaschigen Gittern die beiden Frequenzbereiche der BK- und GM-Schwingungen nebeneinander beobachtet werden können. Da die handelsüblichen kleineren Senderöhren derartige Gitter nicht besitzen, vermögen sie in den meisten Fällen lediglich die GM-Bereiche zu erzeugen. Andererseits besteht die Möglichkeit, die Einwirkung der Zuleitungen auf die Resonanzabstimmung der Elektroden durch kapazitive Verblockung auszuschalten, oder aber die Eigenfrequenz der Elektroden soweit über den Frequenzbereich der Elektronenschwingungen zu legen[13]), daß derartige „aperiodische" Röhren mit hinreichend feinmaschigen Gittern nur die reinen Elektronenschwingungen erzeugen, d. h. daß die erzeugte Welle ausschließlich von den angelegten Spannungen abhängt. Der Nichtbeachtung dieses Umstandes sind letzten Endes die verschiedenen Versuchsergebnisse zahlreicher Forscher und die auf diesen Grundlagen entstandenen einander widersprechenden Theorien zuzuschreiben.

Außer den bisher behandelten Barkhausenschen Grundschwingungen wurden von verschiedenen Seiten Schwingbereiche mit wesentlich kürzeren Wellen beobachtet, die sich zwar an sich den vorher bekannten Schwingungen analog verhielten, jedoch von der Barkhausenschen Formel größenordnungsmäßig abwichen. Potapenko[14]) hat zuerst den Nachweis erbracht, daß die Frequenzen dieser neuen Bereiche, die er als „Zwergwellen" bezeichnete, das n-fache der Barkhausenschen Grundfrequenz betragen ($n = 1, 2, 3 \ldots$), und daß die Barkhausen-Relation dementsprechend in folgender Form zu verallgemeinern ist:

$$\lambda^2{}_n \, E_g = \text{const}/n^2.$$

Um sämtliche Zwergbereiche zu erfassen, ist eine sorgfältige Untersuchung der Röhre bei den verschiedensten Betriebsverhältnissen erforderlich. Da die Schwingbereiche und Wellenlängen einerseits von den Elektrodenspannungen und andererseits auch von der äußeren Abstimmung, d. h. von der Länge L der Paralleldrähte, abhängen, werden die E_g/L Charakteristiken zu „Arbeitsdiagrammen" zusammengefaßt. Beschränkt man sich auf die durch den maximalen Anodenstrom gegebenen Schwingungsmaxima, so entstehen vereinfachte Arbeitsdiagramme von der in Abb. 12 wiedergegebenen Form. Alle unterhalb der normalen Barkhausen-Welle A liegenden Bereiche sind Zwergwellen, deren Frequenz zumeist durch Resonanzen der Elektrodensysteme bestimmt wird. Die äußere Abstimmung ist dann nur noch indirekt insofern von Bedeutung, als sie die verschiedenen Frequenzgebiete durch Energieentziehung unterdrückt oder hervorhebt.

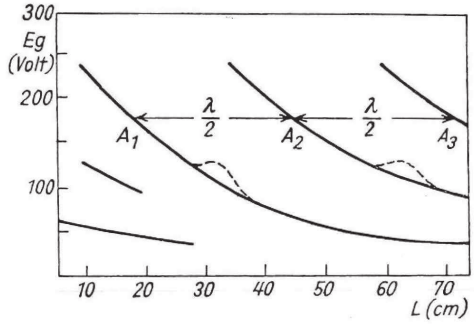

Abb. 12. Vereinfachtes Arbeitsdiagramm nach Potapenko.

Die Abb. 13 zeigt als Beispiel das vollständige Arbeitsdiagramm einer russischen R 5-Röhre, welches besonders reich an höheren Harmonischen ist.

Unter den einer Anfachung der Elektroden entsprechenden Zwergwellen nimmt ein bei handelsüblichen Röhren zwischen $\lambda = 16$ und 19 cm liegendes Frequenzband eine bevorzugte Stellung ein, indem es besonders intensive Schwingungen liefert. Als Resonanzgebilde kommt in diesem Fall der aus der Gitterspirale mit ihrem um die Anode herumgreifenden Haltebügel bestehende Kreis in Frage. Die Erregung geschieht in den beiden Hälften gegenphasig, so daß sich in der Mitte der Spirale und des Haltebügels, wo auch die Spannungszuleitung erfolgt, ein Schwingungsknoten ausbildet. Der Nachweis hierfür wurde erbracht, indem die von beiden Spiralenhälften abgestrahlten Raumwellen in der Symmetrieebene

zur Interferenz gebracht und die Intensitätsmaxima mit einem Detektorresonator nachgewiesen werden. Die Wellenlänge ist natürlich eine Funktion der Gesamtdrahtlänge und stimmt angenähert mit dieser

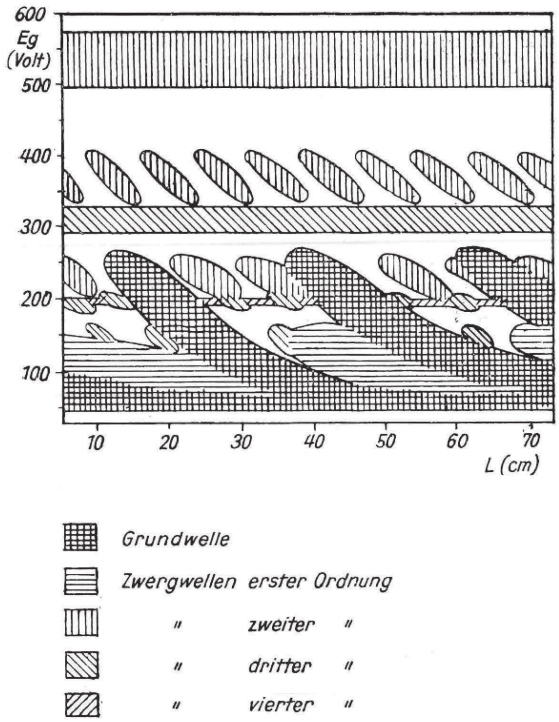

Abb. 13. Vollständiges Arbeitsdiagramm.

überein[15]). Durch systematische Verkleinerung der Gitterspirale und durch verlustfreien Aufbau ist es gelungen, die Eigenwelle dieses Resonanzsystems bis 8 cm zu verkürzen. Führt man die beiden Enden der Gitterspirale einzeln aus der Röhre aus (Abb. 14), so läßt sich vermittels eines außerhalb der Röhre angeschlossenen Lechersystems ein Einfluß auf die Resonanzlage ausüben und die Welle in gewissen Grenzen variieren. Diese Methode wird z. B. bei den bekannten Übertragungsversuchen Dover-Calais auf 17 cm Welle praktisch angewandt.

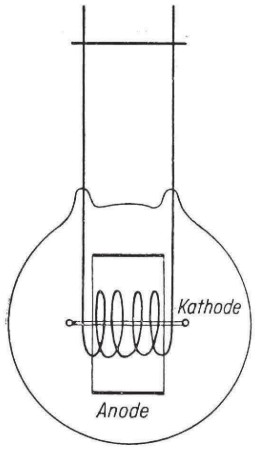

Abb. 14. Kurzwellengenerator mit abstimmbarem Gittersystem.

Durch Zusammenschalten zweier Generatoren zu einer Gegentaktschaltung nach Art der Abb. 15 läßt sich die Energie dieser Gitterschwingungen erheblich steigern[16]), und schließlich bietet diese Methode auch eine Möglichkeit, eine größere Zahl von Röhren parallel arbeiten zu lassen, indem die Gitterspiralen an geeigneten Stellen zwischen zwei durchgehende Paralleldrähte gelegt werden.

Hollmann[5]) bildet die Gitterspirale als freitragenden, nur im Schwingungsknoten gehalterten

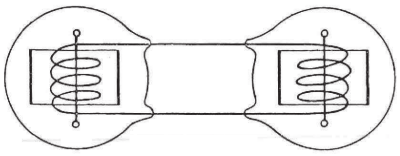

Abb. 15. Gegentaktsender mit Gitterschwingkreis.

Dipol aus und erhält auf diese Weise eine Welle von 13 cm mit nur 128 Volt Anodenspannung. Bis zu welchen Dimensionen zwecks Erzeugung kürzester Wellen herunterzugehen ist, mögen die in Abb. 16 dargestellten Kurzwellenröhren nach Kohl für $\lambda = 10$ cm (a) und 7 cm (b) veranschaulichen, in denen an Stelle der Gitterspirale nur noch die beiden Enden des Schließungsbügels in den Entladungsraum hineinragen[17]). Danach liegt

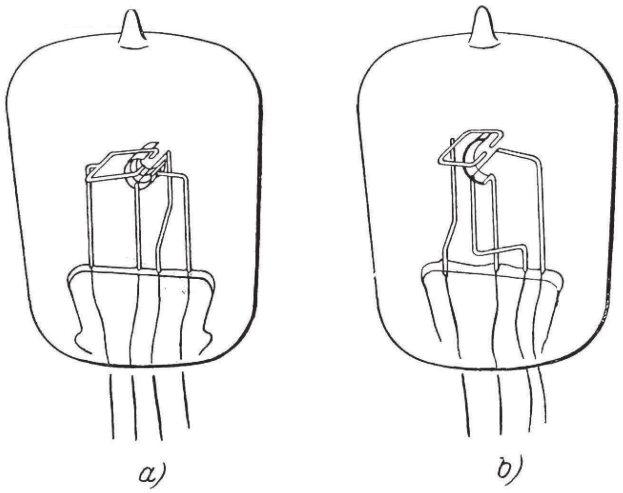

Abb. 16. Kurzwellenröhren nach Kohl für $a = 10$ cm- und $b = 7$ cm-Welle.

es nahe, an Stelle eines äußeren Schließungsbügels einen linearen Dipol als Gitter zu verwenden und auf diese Weise den denkbar kleinsten mit Elektrodenresonanz in der Bremsfeldmethode arbeitenden Generator herzustellen, doch haben die bisherigen Versuche in dieser Richtung noch zu keinem Erfolg geführt.

Nach Fay und Samuel[46]) kann eine Bremsfeldröhre mit Spiralgitter durch die folgenden geometrischen Hauptparameter gekennzeichnet werden:

(*a*) die ausgestreckte Länge s der Gitterspirale,
(*b*) das Verhältnis Anodendurchmesser zu Gitterdurchmesser,
(*c*) das Verhältnis Gitterdurchmesser zu Gitterdrahtstärke,
(*d*) das Verhältnis Gitterdrahtstärke zu Ganghöhe,
(*e*) das Verhältnis Gitterlänge zu Gitterganghöhe,
(*f*) das Verhältnis Gitterdrahtlänge s zu Gitterlänge.

Das Verhältnis (*b*) bestimmt zusammen mit den Elektrodenspannungen die relativen Verweilzeiten der Elektronen in dem Gitteranoden- und Gitterkathodenraum. Das Verhältnis (*c*) bestimmt die mechanische Steifigkeit des Gitters und ist auch mitbestimmend für die zulässige elektrische Belastung der Röhre. Das Verhältnis (*d*) ergibt die Anzahl der Elektronen, die vom Gitter abgefangen werden, im Vergleich zur Anzahl der hindurchtretenden Elektronen. Die Verhältniszahl (*e*) ist gleich der Windungszahl und bestimmt zusammen mit den Größen (*a*), (*c*), (*d*) und (*f*) die Eigenschaften des Gitters als Stromkreiselement.

Eine Untersuchung von über 70 Versuchsröhren ergab

1. die Wellenlänge $\lambda \approx 1{,}24\, s$ im Mittel;
2. die günstigsten Werte der Verhältniszahlen (*b*) bis (*f*) hinsichtlich abgegebener Schwingleistung und Wirkungsgrad sind unabhängig von der Wellenlänge, für welche die Röhre gebaut ist;
3. die von Bremsfeldröhren mit offener Gitterspirale abgegebene maximale Schwingleistung betrug 5,5 Watt bei 40 cm, 2,5 Watt bei 30 cm und 0,4 Watt bei 15 cm Wellenlänge; der Wirkungsgrad lag zwischen 0,5 und 1 %.

Betrachtet man eine normal gebräuchliche Bremsfeldanordnung, bei der Gitter und Anode einer handelsüblichen Röhre mit einem Lechersystem verbunden sind, genauer, so erkennt man (Abb. 17a), daß dieselbe eine große Zahl elektrischer Freiheitsgrade aufweist. So kann zunächst das äußere System in seinen verschiedenen Oberwellen schwingen. Unabhängig davon können aber auch Gitter und Anode mit ihren Stromzuführungen in Resonanz geraten, indem die Kapazität des Quetschfußes einen Schwingungsknoten festlegt. Ferner bildet der Anodenzylinder für sich ein schwingfähiges System, und schließlich kommt noch der erwähnte Gitterspiralenkreis hinzu. Die Kompliziertheit der durch die verschiedenen Resonanzen verursachten Phasenverhältnisse beeinträchtigt die Anfachung. Um dies zu vermeiden, konstruierte Hollmann die in Abb. 17b schematisch dargestellte Anordnung[5]), bei der die Elektroden in den Gang einer beiderseitig kurzgeschlossenen Lecherleitung eingeschaltet sind. Hier ist nur der Schwingungszustand, bei dem in den Reflexionsbrücken Schwingungsknoten liegen, möglich. Ein zweiter Vorteil dieser Anordnung ist, daß sich die Elektrodenkapazität auf eine Halbwelle verteilt und sich deshalb weniger störend bemerkbar macht, als z. B. in der Anordnung der Abb. 17a, bei welcher die Elektroden eine Viertelwelle belasten. Eine nach diesen Gesichtspunkten von der Telefunken-Gesellschaft konstruierte Röhre mit hochbelastbarem Gitter vermag auf 50 cm-Welle eine Hochfrequenzleistung bis zu 7 Watt abzugeben[18]). Durch Aneinanderreihen mehrerer derartiger Generatoren kann die Energie beliebig erhöht werden.

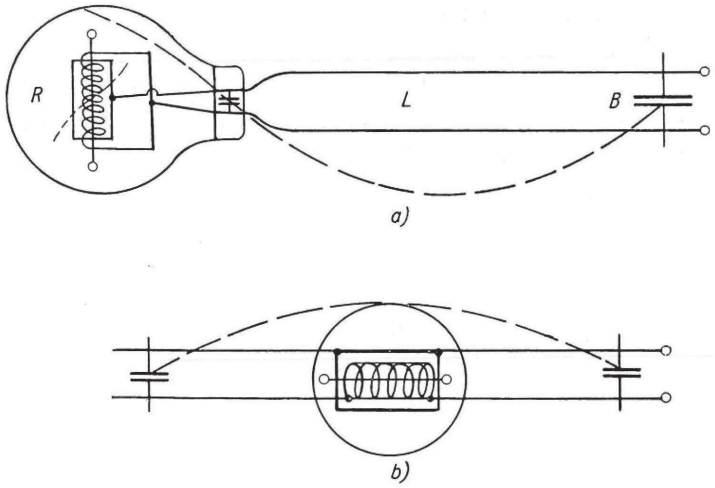

Abb. 17. Kurzwellengenerator.
a) mit mehreren Freiheitsgraden, b) mit einem Freiheitsgrad.

Um den Schwingungszustand der Kathode eindeutig zu definieren und von den Zufälligkeiten der Zuleitungen unabhängig zu machen, erweist es sich als vorteilhaft, auch die Kathoden an ein abstimmbares Resonanzsystem anzuschließen. Dies ist besonders leicht bei Gegentaktschaltungen durchzuführen. So arbeitet Kozanowski mit zwei amerikanischen Röhren der Type UX 852 und schließt nur die beiden Anoden und die Kathoden an je ein Lechersystem[19]) an. Auf diese Weise läßt sich die Welle von 90 cm auf 70 cm verkürzen bei einer Ausgangsleistung von etwa

5 Watt. Marconi[20]) arbeitet schließlich, dem Schema der Abb. 18 entsprechend, mit drei, zwischen den Anoden, Gittern und den Kathoden der beiden Gegentaktröhren liegenden Abstimmkreisen.

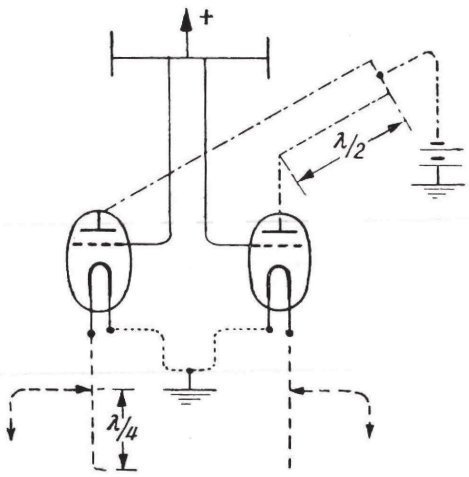

Abb. 18. Gegentaktsender von Marconi.

b) Theoretische Betrachtungen.

Es würde den Rahmen der vorliegenden Übersicht bei weitem überschreiten, auf die zur Erklärung der verschiedenen Erscheinungen im einzelnen aufgestellten zahlreichen Theorien näher einzugehen; hier seien daher nur die wichtigsten Grundlagen kurz hervorgehoben.

Die Barkhausensche Vorstellung geht von einem einzigen pendelnden Elektron aus, doch deuten sowohl die Wellenabstrahlung als auch die Schwingungsintensität darauf hin, daß es sich bei den Barkhausen-Schwingungen um eine Elektronenwolke handelt, in der eine große Zahl zusammengeballter Elektronen synchrone Pendelbewegungen ausführen. Das Problem ist, wie diese Ordnung in die an sich gleichmäßig verteilte Raumladung des stationären Zustandes hineinkommt.

Möller[21]) führt die Ordnung der Elektronen zu einer schwingenden Raumladungswolke auf eine „Anodenaussortierung" und eine „Phasenaussortierung" zurück; die Anodenaussortierung setzt an der Anode eine, wenn auch noch so kleine hochfrequente Wechselspannung voraus. Alle innerhalb eines bestimmten Teils der Periode, währenddessen die Anode gerade positiv ist, auf die Anode zufliegenden Elektronen werden aufgefangen, und aus dem weiteren Schwingungsprozeß ausgeschieden, während die übrigen Elektronen zum Gitter zurückkehren und die Schwingungen aufrechthalten. Die theoretische Behandlung der Elektronenbahnen wurde von Kapzov[22]), und zwar für die den Heizfaden zu verschiedenen Zeiten verlassenden Elektronen durchgeführt. Sears[23]) hat die Bahnen mittels eines graphischen Integrators aufgezeichnet, indem er sich zur Berechnung der freien Elektronenfrequenz auf die Scheibesche Formel stützte. In Abb. 19 sind einige Elektronenbahnen gezeichnet für $E_a = 0$ und für eine Wechselspannung zwischen Gitter und Anode von 10 Volt. Man erkennt, daß nur die zu bestimmten Zeitmomenten die Kathode verlassenden Elektronen eine Pendelbewegung ausführen oder vor der Anode und der Kathode zur Umkehr kommen. Die gestrichelte Kurve gibt die Bewegung eines Elektrons im stationären elektrischen Feld, d. h. ohne überlagerte Wechselfelder wieder. Ein im Zeitmoment 0° startendes Elektron führt annähernd dieselbe Bewegung aus, dringt nur weniger tief in den Gitter-Anodenraum ein. Diese Eindringtiefe wächst für alle die Kathode später verlassenden Elektronen, bis ein bei 90° emittiertes Elektron auf die Anode aufprallt. In analoger Weise endigen alle Elektronenbahnen zwischen 90° und 210° auf der Anode, und diese Elektronen werden aus der Pendelbewegung ausgeschieden. Das im Zeitmoment 240° startende Elektron trifft zwar nicht mehr die Anode, kehrt jedoch nach einem einzigen Hin- und Rückflug mit endlicher Geschwindigkeit zur Kathode zurück und kann ebenfalls nicht an einer mehrfachen periodischen Pendelbewegung teilnehmen. Erst ein bei 300° startendes Elektron vermag mehrfache Pendelbewegungen auszuführen. Zusammenfassend folgt also daraus in Übereinstimmung mit der Theorie von Kapzov, daß alle unter den Phasenwinkeln 90° bis 270° emittierten Elektronen sich in keine Schwingungsgruppe einordnen lassen und aussortiert werden.

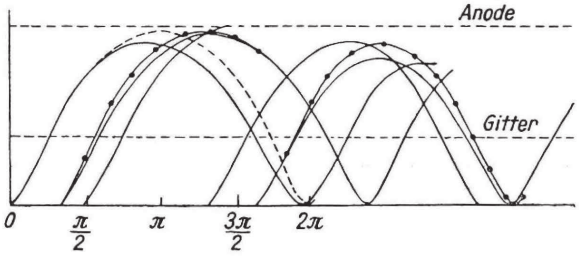

Abb. 19. Elektronenbahnen nach Sears.

Nun treten Elektronenschwingungen aber auch dann auf, wenn die Anode so stark negativ ist,

daß kein Strom mehr zu ihr übergehen und auch keine Aussortierung mehr stattfinden kann. Ebenso sind die Wechselspannungen im Moment des Anschwingens und bei den „reinen" Elektronenschwingungen, die ohne Mitwirkung von Resonanzspannungen zustande kommen, zu klein, um den Anodenaussortierungsmechanismus plausibel erscheinen zu lassen. Um in diesem Fall die Entstehung der Schwingungen zu erklären, führt Möller das Prinzip der „Phasenaussortierung" ein. Es beruht darauf, daß die bei noch so geringen Potentialschwankungen an der Anode, die natürlich immer vorhanden sein werden, angefachten Elektronen eine ihrer größeren „Fallhöhe" entsprechend längere Laufzeit haben als die abgebremsten, wobei die Laufzeitdifferenz $d\vartheta$ dem Amplitudenüberschuß dx proportional gesetzt werden kann. Dies hat zur Folge, daß alle Elektronen mit vergrößerter Pendelamplitude auch später vor der Kathode zur Umkehr kommen, d. h. zu spät ihre zweite Pendelung antreten und so in eine andere Phase aussortiert werden. Der Vorgang sei durch Abb. 20 veranschaulicht, in der die Elektronen in der oberen Reihe ihrem gleichmäßigen Abflug von der Kathode entsprechend in gleichmäßigen Abständen über die horizontale Zeitachse verteilt sind. Die Elektronen mit größerer Amplitude werden vor der Anode verzögert, wobei der Einfachheit halber $d\vartheta = dx$ angenommen sei, und kehren infolgedessen später zum Gitter zurück. Man erkennt, daß sich auf diese Weise die Raumladung immer mehr im Punkte A konzentriert, während sie im Punkte B verdünnt wird. Das Ergebnis ist so, als ob der Anodenstrom auf die in Zeile 3 skizzierte Weise schwankt.

Handelt es sich um die Erscheinungen, die in einer Röhre mit feinmaschigem Gitter auftreten, nämlich um die beiden Bereiche der BK- und GM-Schwingungen, so ist in vielen Fällen versucht worden, die Frequenzsprünge als sich aus der bekannten Theorie gekoppelter Kreise ergebende Koppelwellen zu erklären, indem man die Barkhausenschen Elektronenschwingungen innerhalb der Röhre als primäres und den Außenkreis als sekundäres System betrachtet[24]), [25]). Abgesehen davon, daß diese Erklärung vollkommen versagt, wenn sich überhaupt keine reinen Elektronenschwingungen erregen, d. h. wenn in Röhren mit groben Gittern überhaupt kein Primärsystem vorhanden ist, stellt sie auch nicht die Besonderheit der Einwirkung der Resonanzspannungen auf die Elektronenfrequenz und den daraus resultierenden Intensitätssprung in Rechnung. Dieser wird aber verständlich, wenn man sich für die reinen Elektronenschwingungen im Bereich A (Abb. 11) die Phasenaussortierung und für die B-Bereiche die Anodenaussortierung als wirksam vorstellt, die, weil sie weitaus wirksamer ist, die größere Energie der Gill-Morrell-Bereiche verständlich erscheinen läßt. Leider ist durch die von Kapzov und Gwosdower eingeführte Benennung der beiden Frequenzgebiete in der Literatur die irrtümliche Meinung entstanden, daß es sich in beiden Bereichen um zwei verschiedene Schwingungsvorgänge handeln könnte. Demgegenüber sei hier

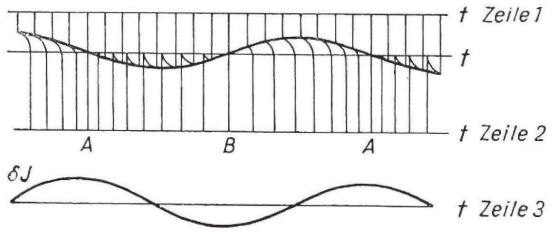

Abb. 20. Schema der Phasenaussortierung nach Möller.

betont, daß die Ursache der Schwingungsanfachung in beiden Fällen natürlich die Elektronenschwingungen sind, nur daß sich in den B-Bereichen den stationären Feldern zwischen den Elektroden noch die Wechselfelder der durch Resonanz des Außenkreises entstehenden Wechselspannungen überlagern und die Elektronenpendelungen synchronisieren.

Nachdem so der beträchtliche Anstieg der Energie in den B-Bereichen seine Erklärung gefunden hat, bleibt noch die Ursache des Frequenzsprungs zu diskutieren. Hollmann[12]) hat unter vereinfachenden Annahmen die Elektronenbewegung berechnet, wenn den Elektrodenpotentialen noch eine Wechselspannung von der Amplitude E_0 überlagert wird. Es ergibt sich für die Wellenlänge unter der Voraussetzung bestimmter Phasenbeziehungen dann die Gleichung:

$$\lambda = \frac{1000\sqrt{E_g - E_0\, d_a}}{E_g - \frac{4E_0}{\pi^2}},$$

die besagt, daß die Welle der Elektronenschwingungen mit steigender Wechselspannung E_0 immer kürzer wird. Der bei bestimmten Abstimmungen

einsetzende Frequenzsprung geht dann nach Art eines Aufschaukelvorgangs vor sich, indem die im Außenkreis induzierten Wechselspannungen die Elektronenwelle verkürzen; dadurch nähert sie sich der Resonanz, und die Wechselspannungen wachsen, bis der Aufschaukelvorgang mit der Resonanz seinen Endzustand erreicht.

Die Verhältnisse lassen sich an Hand eines Modells darstellen, dessen Grundlage eine Schwingungserscheinung ist, deren Frequenz ebenso wie die der Elektronenschwingungen von der angelegten Spannung abhängt, nämlich die Kippschwingungen einer Glimmlampe[26]). Führt man in eine solche Blinkschaltung ein Resonanzsystem ein, dessen Spannungen sich den Kippspannungen der Glimmlampe überlagern (Abb. 21), so lassen sich

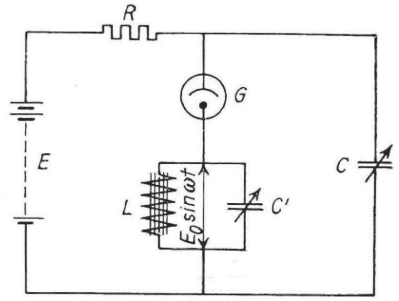

Abb. 21. Modell eines Bremsfeldgenerators nach Hollmann.

mit dieser Anordnung durch Verstimmung des Resonanzkreises ähnliche Frequenzkurven und Frequenzsprünge erhalten, wie sie für den Bremsfeldgenerator beschrieben sind.

Von besonderem Interesse sind die Verhältnisse noch, wenn die Frequenz der überlagerten Wechselspannungen ein Vielfaches der Elektronenfrequenz beträgt, wie es bei der Anfachung der Zwergwellen praktisch der Fall ist. In der Abb. 22 sind zwei Bewegungsdiagramme schwingender Elektronen für $T = \vartheta/2$ und $\vartheta/3$ dargestellt[14]). Offensichtlich ist die Phasenlage der die Schwingungsenergie liefernden Elektronen in beiden Fällen ganz verschieden. So kehren in Abb. 22a nur die zur Zeit $\omega t = 270°$ die Kathode verlassenden Elektronen vor der Anode um, während in Abb. 22b der entsprechende Phasenwinkel 180° beträgt. Ferner zeigen die Abbildungen, daß die Gitterwechselspannung für die Gruppenaufteilung und aussortierte und umkehrende Elektronen von ausschlaggebender Bedeutung ist. Denn im Fall a) erreichen die zur Zeit $\omega t = 0$ und 270° starten-

den Elektronen die Anode unter gleicher Spannungsamplitude; trotzdem gehören aber nur die letzten Elektronen zur Umkehrgruppe, weil sie im Gitterraum eine geringere Beschleunigung erfahren haben. Der Mechanismus der Anodenaussortierung bestätigt sich also auch bei den Zwergwellen.

Von ganz anderen Voraussetzungeu muß natürlich ausgegangen werden, wenn es sich nicht

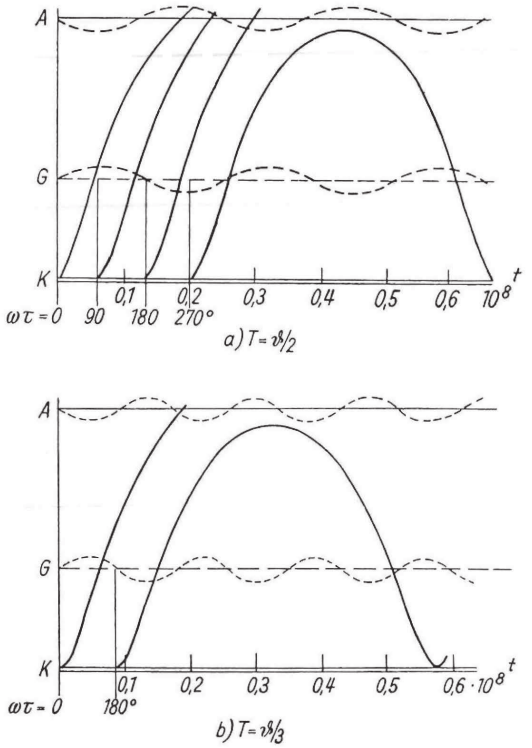

Abb. 22. Elektronenbewegung bei der Erregung von Zwergwellen nach Potapenko.

mehr um reine Elektronenschwingungen mit ihren Frequenzsprüngen handelt, sondern wenn ein Bremsfeldgenerator wie ein normaler Rückkoppelsender nur die durch die äußeren oder in der Röhre selbst liegenden Schwingungssysteme gegebenen Frequenzen erzeugt, wobei die Elektronenlaufzeiten nur noch insoweit hereinspielen, als sie den Bereich, innerhalb dessen die Anfachung positiv sein kann, vorschreiben. Hier hat Hollmann, auf der Vorstellung der ultradynamischen Kennlinien fußend, die Brücke zu den normalen Selbsterregungsmethoden der Hochfrequenztechnik geschlagen, indem er nicht allein die Vorgänge innerhalb der Elektronenstrecke betrachtete, sondern auch die äußeren Rückkoppelungsverhältnisse mit in Rechnung stellte[5]).

Um von vornherein den Vergleich mit der normalen Triode durchführen zu können, geht man am zweckmäßigsten von den statischen Kennlinien einer Bremsröhre aus, wie sie die Abb. 23 zeigt. Darin bedeutet die ausgezogene Kennlinie den zur Anode oder richtiger zur „Bremselektrode" übergehenden „Bremsstrom", der den Verlauf einer normalen Sättigungskennlinie aufweist, wenn man die Messungen auf hinreichend kleine Spannungen, bei denen sich noch keine Sekundäremission bemerkbar macht, beschränkt. Unter der Voraussetzung, daß die Gitterspannung über der Sättigungsgrenze liegt, d. h., daß der Emissionsstrom konstant ist, entspricht ein zunehmender Bremsstrom einem um den gleichen Betrag abnehmenden Gitterstrom ($\mathrm{d}\, i_g = -\mathrm{d}\, i_b$). Infolgedessen wird die Bremskennlinie spiegelbildlich

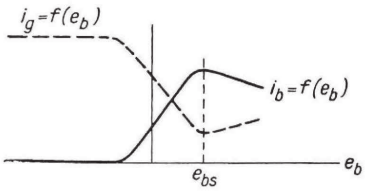

Abb. 23. Statische Kennlinien einer Bremsröhre.

auf die Gitterseite übernommen, wie es die gestrichelte Gitterstromkurve angibt. Führt man daher eine Bremsröhre in eine Rückkoppelschaltung ein, indem man die Steuerspannung an die Bremselektrode und den Schwingkreis in die Gitterleitung legt, indem man also lediglich die Rollen von Gitter und Anode vertauscht, so muß wegen der fallenden Gitterkennlinie der Sinn der Rückkopplung umgekehrt wie bei einer normalen Triode sein, d. h., die Elektrodenwechselspannungen müssen gleichphasig liegen. Eine Dreipunktschaltung nimmt daher im Bremsfeldbetrieb die Gestalt der Abb. 24a oder b an. Die Anfachung ist dann positiv, wenn der Verbrauch an Steuerleistung im Bremskreis durch die an den Gitteraußenkreis abgegebene Leistung gedeckt wird.

Nun lassen sich auf die Übernahmekennlinie die Vorstellungen der ultradynamischen Kennlinieninversion übertragen, wenn man die zeitliche Verzögerung der unter dem Einfluß der Bremsspannung vor der Bremselektrode umkehrenden und zum Gitter zurückfliegenden Elektronen berücksichtigt. Die Verhältnisse liegen analog der normalen Triode, d. h. bei allen ungeraden Vielfachen von 2π invertieren die Gitterkennlinien und werden steigend, während sie bei allen geraden Vielfachen 2π rückinvertieren und wieder fallend sind. Da nun eine normale Dreipunktschaltung, wie sie in Abb. 1b gezeigt worden ist, eine steigende Kennlinie voraussetzt, erkennt man, daß diese Schaltung mit einer Bremsröhre bei niedrigen Frequenzen keine Schwingungen zu erregen vermag, sondern erst dann, wenn die Frequenz so hoch geworden ist, daß eine Kennlinieninversion um 180° stattfindet. Aus der für die Rückinversionen aufgestellten Bedingung:

$$\omega\, \vartheta = (2\, n - 1)\, \pi$$

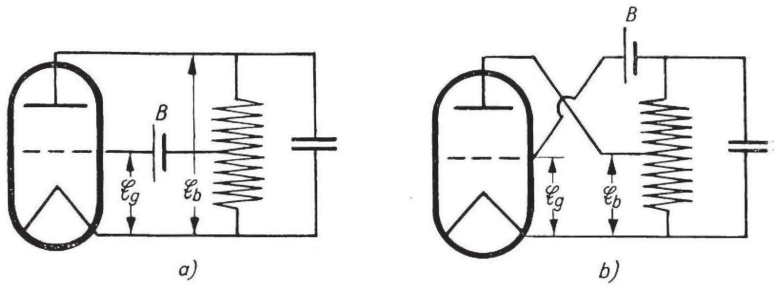

Abb. 24. Dreipunktschaltungen mit negativer Rückkopplung.

läßt sich für den ersten Inversionsbereich $n = 1$ die Wellengleichung

$$\lambda = \frac{500\, d_a}{\sqrt{E_g}}$$

ableiten. Offenbar ergibt dieselbe nur die halbe Wellenlänge der von Barkhausen angegebenen Formel und bringt damit die in Abb. 11 dargestellten Frequenzsprünge zum Ausdruck, wenngleich sich experimentell zwischen der BK- und GM-Welle nur das Verhältnis 0,6 ergibt statt 0,5, wie es nach der vorstehenden vereinfachten Inversionstheorie zu erwarten wäre.

Vergleicht man die Bereiche positiver Anfachung einer Bremsfeldschaltung mit denen einer normalen Rückkoppelungsanordnung mit Raumladungssteuerung, so muß man sich vergegenwärtigen, daß die Übernahmekennlinie der Bremsröhre erst durch Inversion die Richtung einer normalen Röhrenkennlinie einnimmt. Das heißt aber nichts anderes, als daß die ultradynamischen Schwingbereiche um den Winkel π gegeneinander

verschoben liegen müssen. Mit der im ersten Kapitel beschriebenen Anordnung zur Messung der ultradynamischen Anfachung (Abb. 7) ist es gelungen, den experimentellen Beweis hierfür zu erbringen, indem die Anfachungsmessungen mit vertauschten Elektrodenpotentialen der Röhre R_1 wiederholt wurden. Das Ergebnis ist in die Abb. 8 als ausgezogene Kurve eingetragen. Man erkennt, daß tatsächlich einem Maximum der mit der Bremsfeldröhre aufgenommenen Kurve jeweils ein Minimum der bei normaler Rückkopplung erhaltenen Kurve entspricht, d. h., die Inversionsbereiche sind wirklich um 180° verschoben.

In ähnlicher Weise wurde von H. Alfven[27]) die Anfachung eines Bremsfeldgenerators als

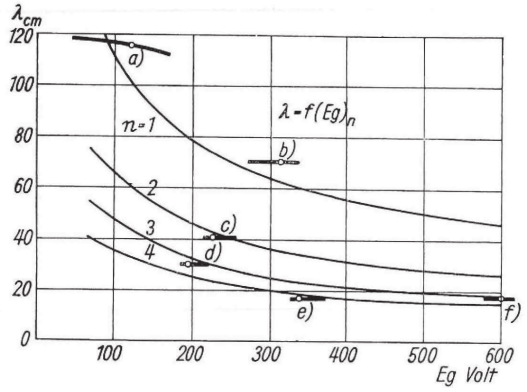

Abb. 25. Frequenzspektrum eines Bremsfeldgenerators mit Linien positiver Anfachung nach Hollmann.

Funktion der Betriebsgrößen (Anodenspannung, Gitterspannung, Emissionsstrom und Frequenz) gemessen und in angenäherter Übereinstimmung mit einer Berechnung der Stromverhältnisse in der Röhre befunden, bei der die endliche Laufzeit der Elektronen berücksichtigt ist.

Die ultradynamische Inversionstheorie ist natürlich keineswegs auf die Dreipunktschaltung beschränkt, sondern gilt ganz allgemein für jede beliebige, vektorielle Lage der Rückkoppelspannungen: Immer läßt sich durch entsprechende Abgleichung der Phasenverschiebung innerhalb der Röhre oder durch eine entsprechende ultradynamische Kennlinie eine positive Anfachung einstellen, wenn nur der Formel

$$n^2 \lambda^2 E_g = \text{const}$$

Genüge geleistet wird. Wieweit dies mit dem Experiment übereinstimmt, zeigt die Abb. 25, in der die verschiedenen mit einer Anordnung gemäß Abb. 17a gemessenen Wellenbereiche als Funktion der Gitterspannung dargestellt sind (starke Linien bei *a* bis *f*). In dieses Diagramm lassen sich die obiger Gleichung gehorchenden Linien positiver Anfachung einzeichnen. Man erkennt, daß die Schwingbereiche in guter Annäherung auf diesen Linien liegen, aus denen sich auch die Ordnungszahl ablesen läßt. Als Beispiel, bis zu welchem Inversionsbereich man noch eine positive Anfachung erhalten kann, sei angeführt, daß die bereits erwähnte 13 cm-Welle, die durch Anfachung der freischwingenden Gitterspirale bei 128 Volt Anodenspannung entstand, sich durch Ermittlung der Konstanten aus anderen Schwingbereichen dem Phasenwinkel 9π, d. h. der Ordnungszahl $n = 9$ zuordnen ließ.

Die Anschauung von einer Inversion der Kennlinien bei extrem hohen Frequenzen läßt sich prinzipiell auf jede Strombahn mit endlicher Bewegung ihrer Elektrizitätsträger, d. h. also auch auf eine Zweielektrodenröhre anwenden. Insbesondere Sahanek[28]) hat gezeigt, daß die Strom-Spannungscharakteristik einer Diode invertieren kann, oder daß ihr Innenwiderstand bei bestimmten Frequenzen negativ wird. In normalen Dioden mit axialer Kathode ist die Erscheinung freilich nicht ausgeprägt, weil schon vor Beginn der Inversionen die Sättigungsspannung erreicht wird. Dagegen läßt sich in einer Diode mit innenliegender axialer Anode und Außenkathode, die am einfachsten aus mehreren, auf einem Zylindermantel verteilten Heizfäden gebildet wird, die Sättigungsspannung so weit verschieben, daß Inversionen auftreten. Eine solche Diode ist denn auch zur Erzeugung ultrakurzwelliger Schwingungen geeignet, doch ist diese Methode praktisch noch nicht so weit durchgebildet, daß sich nähere Angaben über Hochfrequenzenergie und Nutzeffekt machen lassen.

Ansätze zur Behandlung der Elektronenpendelungen unter Berücksichtigung der Raumladung enthalten die Arbeiten von Benham, Müller und Llewellyn; mehr als ein qualitativer Anschluß an die experimentell gegebenen Tatsachen konnte indessen bis jetzt nicht erreicht werden. Die von der Elektronenlaufzeit herrührende Phasenverschiebung der wirksamen Steilheit der Anodenstromkennlinie wurde von Llewellyn experimentell nachgewiesen[29]).

IV. Das Magnetron.

Bringt man eine aus Kathode und Anode bestehende Zweielektrodenröhre in ein koaxiales magnetisches Feld, so werden die Elektronenbahnen mit zunehmender Feldstärke immer mehr gekrümmt, bis sie von einer bestimmten kritischen Feldstärke an tangential an der Anode vorbeigehen. In diesem Augenblick sinkt der Anodenstrom plötzlich ab, und die Elektronen führen kreisförmige Umläufe auf geschlossenen Bahnen aus[30]). Damit sind in ähnlicher Weise wie bei der Bremsröhre die Bedingungen für Elektronenschwingungen erfüllt, nur daß das elektrische Anodenbremsfeld hier durch das Magnetfeld ersetzt wird.

Tatsächlich sind denn auch solche Elektronenschwingungen in einem Magnetron zuerst von Zacek[31]) nachgewiesen worden. Ebenso wie bei der Bremsfeldmethode muß auch hier die Schwingungsperiode T einem vollen Hin- und Rückflug eines Elektrons oder richtiger einem Umlauf auf seiner Bahn entsprechen.

Theoretisch läßt sich diese Umlaufzeit am einfachsten erfassen, wenn man die Annahme macht, daß die Elektronen unmittelbar nach Verlassen des Heizfadens auf ihre volle Voltgeschwindigkeit beschleunigt werden. Ist r_a der Radius der Anode, dann ist die Umlaufzeit auf der Kreisbahn offenbar:

$$T = \frac{\pi r_a}{v},$$

worin v die Elektronengeschwindigkeit bedeutet. Setzt man die magnetische Ablenkkraft der Zentrifugalkraft gleich, so ergibt sich:

$$H_k \cdot e \cdot v = \frac{m \cdot v^2}{r_a/2}.$$

Aus $\lambda = c \cdot T$ ergibt sich hiernach:

$$\lambda = \frac{1}{H_k} \frac{2\pi m \cdot c}{e}$$

$$= \frac{10650}{H_k},$$

wenn H_k die kritische Feldstärke, bei der der Anodenstrom eben abzusinken beginnt, bedeutet. Die experimentell gemessenen Wellenlängen sind größer als die nach dieser einfachen Gleichung errechneten. Die Abweichung rührt davon her, daß wegen der Raumladung vor der Kathode die tatsächliche Elektronenbahn in einem Magnetron kein Kreis, sondern eine Kardioide ist, deren Länge das 1,23fache des Kreisumfangs beträgt[32]). Dementsprechend ist auch die Umlaufzeit eines Elektrons 1,23mal größer, und die Welle wird:

$$\lambda = \frac{13100}{H_k}$$

Die kritische Feldstärke erhält man, wenn man in obige Gleichung $v = \sqrt{2\frac{e}{m} E_a}$ einsetzt. Daraus folgt:

$$H_k = \sqrt{\frac{8m}{e}} \sqrt{\frac{E_a}{r_a}} = 6{,}7 \sqrt{\frac{E_a}{r_a}}.$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt schließlich:

$$\lambda = \frac{980\, d_a}{\sqrt{E_a}}$$

oder

$$\lambda^2 E_a = \text{const.}$$

Diese Beziehungen stimmen bis auf ganz geringe Abweichungen des Zahlenfaktors mit den für die Bremsfeldmethode abgeleiteten überein. Man erkennt daraus aber auch, daß das Magnetron der Bremsröhre in bezug auf die Frequenzhöchstgrenze überlegen sein muß. Denn es ist einleuchtend, daß sich eine Diode mit einem kleineren Durchmesser d_a herstellen läßt, als wenn zwischen Kathode und Anode noch ein Gitter eingeschoben werden muß.

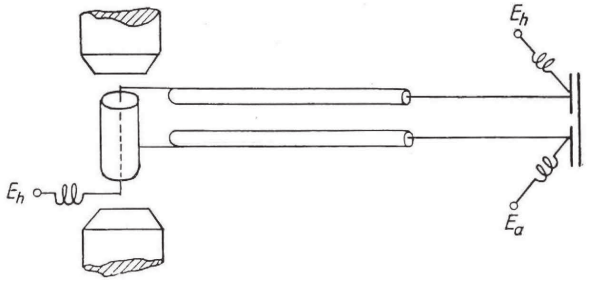

Abb. 26. Magnetrongenerator.

Ebenso wie bei der Bremsfeldmethode läßt sich die Intensität der Magnetronschwingungen dadurch steigern, daß ein Lechersystem zwischen Kathode und Anode gelegt und auf die Elektronenfrequenz abgestimmt wird. Eine derartige Anordnung zeigt die Abb. 26, bei welcher das Magnetfeld von einem Elektromagneten geliefert wird. In welcher Weise die Wellenlänge mit steigendem Anodenpotential sinkt, ist in der Abb. 27 für drei verschiedene Magnetronröhren mit 10, 6 und 3 mm Durchmesser dargestellt[33]). Die kür-

zesten bisher bekannt gewordenen Wellen wurden mit einem Magnetron von nur 0,7 mm Anodendurchmesser erzielt. Es ergab in einem Magnetfeld von 9700 Gauß bei einer Anodenspannung von 910 Volt eine Welle von 1,233 cm, während die nach obiger Theorie errechnete Welle 1,35 cm erwarten läßt[34]). Eine etwas kleinere Röhre reichte sogar bis $\lambda = 1{,}05$ cm herunter.

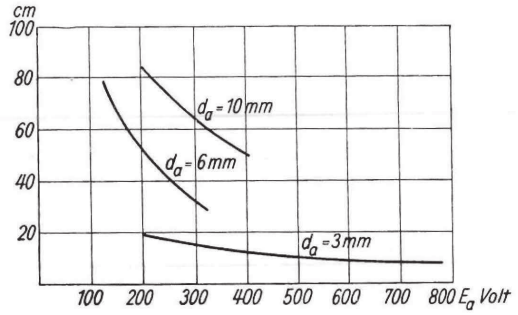

Abb. 27. Wellenbereiche verschiedener Magnetronröhren nach Slutzkin und Steinberg.

Slutzkin und Steinberg (l. c. 33) beobachteten, daß die Schwingungsenergie erheblich zunahm, wenn das Magnetfeld nicht genau koaxial gerichtet, sondern um einen Winkel von wenigen Grad gegen die Elektrodenachse geneigt war. Einige, diesen Neigungseffekt veranschaulichende Kurven zeigt die Abb. 28[35]). Der optimale, fast

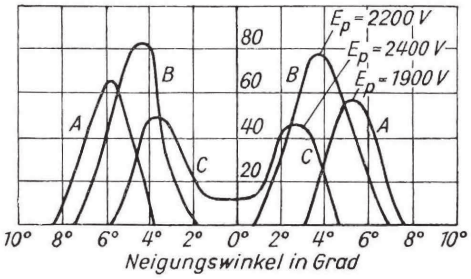

Abb. 28. Abhängigkeit des Hochfrequenzstroms von dem Neigungswinkel nach Kilgore.

den fünffachen Hochfrequenzstrom ergebende Neigungswinkel ist offensichtlich stark von den übrigen Betriebsverhältnissen, hier von den Anodenpotentialen, abhängig. Die Wellenlänge ändert sich durch die Drehung nur unwesentlich. Im allgemeinen liegt der optimale Neigungswinkel zwischen 3 und 6°, kann jedoch in besonderen Fällen bis zu 14° betragen.

Die theoretische Erklärung dieses Neigungseffektes ist wahrscheinlich darin zu erblicken, daß die Elektronen bei schräg liegenden Kraftlinien aus ihren in Richtung der elektrischen Kraftlinien liegenden Bahnebenen heraustreten und eine Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung erhalten. Die hierdurch verursachte Änderung der Potentialverteilung ergibt anscheinend einen günstigeren Schwingungszustand. Die maximale Leistung, die auf einer Welle von 22 cm bei Drehung eines Magnetrons von 12 mm Anodendurchmesser um 5° gemessen werden konnte, betrug 2 Watt.

Um die Schwingungsanfachung zu verbessern, konstruierte Kohl die in Abb. 29 wiedergegebene Gegentaktröhre, bestehend aus zwei durch einen Bügel verbundenen Anodenzylindern mit einem gemeinsamen Heizfaden[17]). Die sich bei optimaler Einregulierung aller Betriebsverhältnisse erregende Eigenwelle des im Gegentakt schwingenden Anodensystems betrug 13,5 cm.

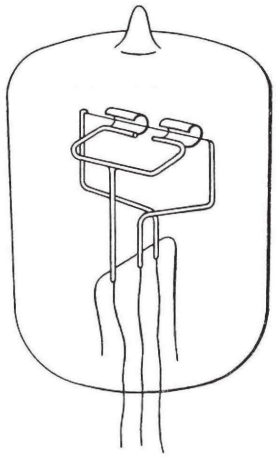

Abb. 29. Gegentaktröhre nach Kohl.

Um die Abstimmung des Anodenzylinders zu verbessern, schlitzten Yagi und Okabe nach dem Vorbild des von Habann[36]) angegebenen Hochfrequenzoszillators die Anode in zwei Segmente auf, so daß sich die in Abb. 30 dargestellte Anordnung eines „Schlitzanodenmagnetrons" ergibt[37]). Es zeigt sich, daß in einer solchen Röhre natürlich auch die Elektronenschwingungen auftreten, wobei die beiden Segmente sowohl im Gleichtakt als auch im Gegentakt schwingen können. Außerdem zeigt sich aber noch eine zweite Schwingungsart, deren Frequenz unabhängig von der Anodenspannung und nur durch den äußeren Resonanzkreis gegeben ist. Diese Schwingungsform hat vielfach zu einem Vergleich mit den Gill-Morrell-Bereichen der Bremsfeldmethode geführt, doch hat sie ihre Ursache nicht in einer Beeinflussung der Elektronenschwingungen durch die Resonanzspannungen, sondern in einem zwischen den Segmenten auftretenden negativen Widerstand. Dieser negative Widerstand läßt sich durch statische Messungen bestätigen. In der Abb. 31 ist die Differenz der beiden Segmentströme $I_{a1} - I_{a2}$ als Funktion des Magnetfeldes aufgetragen, wäh-

rend den Segmenten von einem Ruhepotential von 700 Volt aus verschiedene Spannungen ΔE überlagert wurden, und zwar in der Weise, daß die Spannung des einen Segments um ΔE erniedrigt und die des anderen um den gleichen

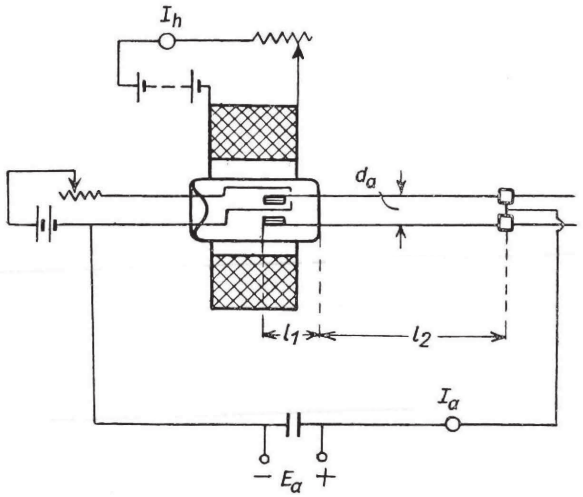

Abb. 30. Schlitzanoden-Magnetron.

Betrag erhöht wurde[38]). Bei schwachen Magnetfeldern ist die Stromdifferenz offenbar positiv, und es überwiegt der zum positiveren Segment übergehende Strom. Oberhalb der kritischen Feldstärke kehren sich die Verhältnisse jedoch um, indem $I_{a2} > I_{a1}$ wird. Das bedeutet, das Segment

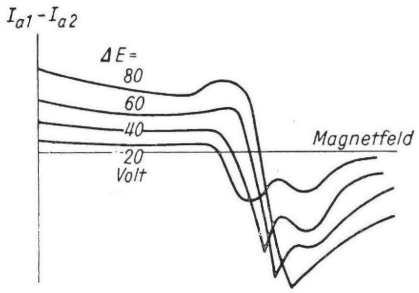

Abb. 31. Darstellung des negativen Zwischensegmentwiderstands nach Morita.

mit der geringeren Spannung erhält den stärkeren Strom und der Widerstand zwischen den beiden Segmenten ist mithin negativ.

Die Ursache dieser fallenden Strom-Spannungscharakteristik liegt in der Feldverzerrung um die Trennstelle der Segmente. Eine theoretische Erfassung der Verhältnisse ist deshalb äußerst problematisch, weil es noch nicht gelungen ist, diese Feldverzerrungen vor allem unter Einbeziehung der Raumladungen zu berechnen. Die bisher bekannt gewordenen Näherungslösungen vermögen nur ein unvollständiges Bild zu geben.

Für die Anfachung des Außenkreises beim Schlitzanodenmagnetron gelten die in Kapitel I angeführten Gesichtspunkte, daß nämlich die Elektronenträgheit noch keine Inversion der fallenden Widerstandscharakteristik zwischen den Segmenten verursachen darf. Die Folge ist, daß das Schlitzanodenmagnetron nur bis zu etwa 70 cm Welle dem einfachen Magnetron an Nutzeffekt und insgesamt erzeugter Hochfrequenzenergie beträchtlich überlegen ist[39]). Darunter sinkt der Wirkungsgrad aber überaus rasch ab, so daß praktisch hier nur noch mit den reinen Elektronenschwingungen gearbeitet werden kann.

Erst neuerdings ist es mit einem Magnetron mit vierteiliger Anode gelungen, 60 cm-Welle mit 50 Watt und 40 cm-Welle mit 30 Watt Schwingleistung bei gutem Wirkungsgrad zu erzeugen[45]).

Schließlich bleibt zu erwähnen, daß auch eine Dreielektrodenröhre als Magnetron betrieben werden kann, indem das Gitter als Anode wirkt, während die eigentliche Bremselektrode freigelassen werden kann. Besitzt die Röhre einen resonanzfähigen Gitterspiralenkreis, so kann dieser besonders leicht angefacht werden[40]).

Setzt man eine normale Bremsfeldanordnung der Wirkung eines Magnetfeldes aus, so verkürzt sich die Welle mit zunehmender Feldstärke. Andererseits läßt sich durch das Magnetfeld ein positives Bremspotential bis zu 100 Volt kompensieren. Aus beiden Erscheinungen erkennt man deutlich, daß das Magnetfeld tatsächlich in seiner Wirkung dem Gegenfeld der Bremselektrode bei der Barkhausenschen Methode gleichkommt.

Auch das Vollanodenmagnetron kann bei Neigung des Magnetfeldes zu seiner Achse eine fallende Kennlinie aufweisen, und zwar infolge des Einschneidens der spiralförmigen Elektronenbahnen in den Rand des Anodenzylinders[41]). Wegen der Elektronenträgheit beim Durchlaufen der langen Spiralbahnen kommen die hierdurch angefachten Schwingungen für ultrakurze Wellen nicht in Betracht. Es lassen sich zwar auf diese Weise Wellen bis zu 30 cm erzeugen, doch ist deren Energie sehr viel geringer als die der beiden vorbeschriebenen Schwingungsarten.

V. Schlußbemerkungen.

Die vorstehenden Betrachtungen haben gezeigt, auf welche Weise es durch Anwendung besonderer Mittel gelungen ist, die Grenze zu über-

schreiten, die für die Schwingungsanfachungsmethoden der normalen Hochfrequenztechnik durch die natürliche Trägheit der Elektronen gezogen ist. Bis jetzt erfordern Wellen von Zentimeterlänge noch außerordentlich kleine und an der Grenze der technischen Herstellungsmöglichkeit liegende Röhren, so daß überhaupt in Zweifel gezogen werden kann, ob die Zentimetergrenze als Grundschwingung mit Elektronenröhren der bisher gebräuchlichen Formen noch weit unterschritten werden kann. Jedenfalls ist man heute unterhalb eines Zentimeters noch vollkommen auf die mit Funkenerregung arbeitenden Oszillatoren angewiesen. Hier schlägt bis jetzt nur der Massenstrahler von Glagolewa-Arkadiewa[42]), bei welchem in Öl suspendierte Metallteilchen als kleinstmögliche Oszillatoren durch Funkenübergänge erregt werden, die Brücke von den makroskopischen Hertzschen Dipolen zu den molekularen Dipolen, als deren längste Welle die 343 μ-Linie des Hg-Moleküls nachgewiesen ist[43]).

An dieser Grenze zweier Erscheinungsgebiete erhebt sich also die Frage, ob es überhaupt eine folgerichtige physikalische Möglichkeit gibt, die Millimetergrenze noch mit ungedämpften Schwingungen zu erreichen, ohne durch den energetischen Aufbau der Atome und Moleküle mit ihren quantenhaften Energiesprüngen behindert zu sein. Als Hinweis hierauf ist die bereits in der Einleitung angedeutete Tatsache zu bewerten, daß alle der Erzeugung kürzester ungedämpfter Wellen dienenden Verfahren im Dezimeterbereich und sogar schon bei Meterwellen keine monochromatische Schwingung mehr liefern, sondern daß sich die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen der durch die elektrischen Felder bestimmten Geschwindigkeit überlagert und zu einem je nach den Anfachungsverhältnissen mehr oder weniger breiten Spektralgemisch führt, was prinzipiell einer Dämpfung gleichkommt. Das experimentelle Kriterium ist die mangelnde Interferenzfähigkeit der nach der Bremsfeldmethode oder mit dem Magnetron erzeugten Schwingungen. In welcher Weise sich der Übergang von den ungedämpften Schwingungen makroskopischer Oszillatoren zu der quantenhaften Schwingungsenergie der Atome und Moleküle im einzelnen vollzieht, wird die Aufgabe weiterer Forschung sein.

Literatur.

1) C. E. Englund: Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 914, 1927.
2) W. Maslenikoff: ZS. f. angew. Phys. **7**, 81, 1930.
3) K. Kohl: Ann. d. Phys. **85**, 1, 1928.
4) B. J. Thompson: Electronics **6**, 214, 1933.
5) H. E. Hollmann: Naturw. **20**, 181, 1932. Sitz. Ber. d. Preuß. Akad., phys.-math. Klasse VI, 1933.
6) H. E. Hollmann: ZS. f. Hochfr. **40**, 97, 1932.
7) W. Smirnoff: ZS. f. angew. Phys. **7**, 25, 1930. — E. Pierret: Journ. d. Phys. et le Radium **5**, 79 S., 1934.
8) H. Barkhausen u. K. Kurz: Phys. Zeitschr. **21**, 1, 1920.
9) A. Scheibe: Ann. d. Phys. **73**, 54, 1924.
10) E. W. B. Gill u. J. H. Morrell: Phil. Mag. **44**, 161, 1922; **49**, 369, 1925.
11) N. Kapzov u. S. Gwosdower: ZS. f. Phys. **45**, 114, 1927.
12) H. E. Hollmann: Ann. d. Phys. **86**, 129, 1928.
13) W. J. Kalinin: Russ. ZS. f. techn. Phys. **131**, 332, 1933.
14) G. Potapenko: ZS. f. techn. Phys. **10**, 542, 1929; Phys. Rev. **39**, 547, 551, 625, 1932; **40**, 216, 988, 1932; Phil. Mag. **24**, 1126, 1932.
15) M. T. Grechowa: Phys. Zeitschr. **29**, 726, 1928.
16) E. Gossel: ZS. f. Hochfr. **42**, 1, 1933.
17) K. Kohl: Ergebnisse d. ex. Naturw. Bd. IX, 1930.
18) W. E. Kühle: Tel. Ztg. **13**, 5, 1932.
19) H. N. Kozanowski: Proc. Inst. Radio Eng. **20**, 957, 1932.
20) G. Marconi: Alta Frequ. **2**, 5, 1933.
21) H. G. Möller: ZS. f. Hochfr. **34**, 201, 1929; ENT **7**, 293, 411, 1930.
22) N. Kapzov: ZS. f. Phys. **35**, 129, 1925.
23) F. W. Sears: Journ. Franklin Inst. **209**, 459, 1930.
24) M. J. O. Strutt: Ann. d. Phys. **4**, 17, 1930.
25) R. King: Ann. d. Phys. **7**, 805, 1930; Proc. Inst. Radio Eng. **20**, 1368, 1932.
26) H. E. Hollmann: ENT **6**, 253, 1929.
27) H. Alfven: ZS. f. Phys. **83**, 222, 1933.
28) J. Sahanek: Schriften d. Massaryk Un. Nr. 120 u. 126, 1930; ZS. f. Hochfr. **38**, 78, 1931; Phys. Zeitschr. **33**, 693, 1932.
29) W. E. Benham: Phil. Mag. **5**, 641, 1928 u. **9**, 457, 1931. — J. Müller: ZS. f. Hochfr. **41**, 156, 1933; **43**, 195, 1934. — Llewellyn: Proc. Inst. Radio Eng. **21**, 1532, 1933; **22**, 947, 1934.
30) A. W. Hull: Phys. Rev. **18**, 13, 1921.
31) A. Zacek: Cas. pro pest. Math. **53**, 378, 1923; ZS. f. Hochfr. **32**, 172, 1928.
32) J. B. Hoag: Proc. Inst. Radio Eng. **21**, 1132, 1933.
33) A. Slutzkin u. D. Steinberg: Ann. d. Phys. **1**, 658, 1929.
34) C. E. Cleeton u. Williams: Phys. Rev. **44**, 421, 1933.
35) C. R. Kilgore: Proc. Inst. Radio Eng. **20**, 1741, 1932.
36) E. Habann: ZS. f. Hochfr. **24**, 115, 1924.
37) H. Yagi: Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 715, 1928. — K. Okabe: ebenda **18**, 1748, 1930.
38) K. Morita: Journ. Inst. El. Eng. Japan **53**, 66, 1933.
39) E. C. S. Megaw: Journ. Inst. El. Eng. **72**, 326, 1933.
40) H. Collenbusch: Ann. d. Phys. **13**, 191, 1932.
41) H. E. Hollmann: Ann. d. Phys. **8**, 956, 1931.

[42]) A. Glagolewa-Arkadiewa: ZS. f. Phys. **24**, 153, 1924; **55**, 234, 1929.

[43]) H. Rubens u. von Beyer: Sitz. Ber. d. Preuß. Akad. 1911, S. 666.

[44]) E. Schliephake: ETZ **50**, 574, 1929. — K. Heinrich: ETZ **50**, 1088, 1929. — J. C. McLennan u. A. C. Burton: Canad. Journ. of Res. **5**, 550, 1931. — P. Forjaz: Mitt. d. 9. Inter. Kongr. d. reinen u. angew. Chemie, Madrid 1934.

[45]) K. Posthumus: Nature **134**, 179, 1934.

[46]) C. E. Fay u. A. L. Samuel, Vakuumröhren zur Erzeugung von Frequenzen über 100 Megahertz (Bell Telephone Laboratories, noch nicht veröffentlicht).

(Eingegangen am 17. Oktober 1934.)